6881

# Abhängigkeit der Strahlungsintensität des „schwarzen Körpers" von der Temperatur

untersucht für einen bestimmten Strahlenkomplex.

## Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

einer

hohen naturwissenschaftlichen Fakultät

der

EBERHARD-KARL-UNIVERSITÄT TÜBINGEN

VORGELEGT

von

HERMANN BECKMANN

cand. rer. techn. et stud. rer. nat.

aus Echem.

AGAD. LUGD. BAT. DEL.

HANNOVER-LINDEN.

BUCHHANDLUNG VON DR. A. EDEL.

1898.

Angenommen von der Fakultät
am 29. Juli 1898.

Meiner lieben Mutter gewidmet.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552301_0166

# Abhängigkeit der Strahlungsintensität des „schwarzen Körpers“ von der Temperatur, untersucht für einen bestimmten Strahlenkomplex.

Der von Kirchhoff in seinem bekannten Gesetz über Emission und Absorption definierte „schwarze Körper“ wurde durch Arbeiten der Herren Lummer und Wien dem Experimente zugänglich gemacht[1]). Es ist darnach ein allseitig geschlossener Hohlraum als „schwarzer Körper“ anzusehen. Jedem Oberflächenelemente dieses Hohlraumes werden von den übrigen Teilen der Oberfläche durch Reflexion so viele Strahlen ergänzend hinzugefügt als ihm selbst an der Emission mangelt, die es besitzen würde, wenn es an und für sich vollkommen schwarz wäre. Alle im Innern des Körpers erzeugten Strahlen werden absorbiert. — Das vollkommene Wärmegleichgewicht, das im „schwarzen Körper“ herrscht, wird gestört durch eine Oeffnung, die notwendig ist, um die Strahlen für die Untersuchung aus dem Innern herausziehen zu können. Je nach der Grösse dieses Fensters ist die Abweichung vom vollkommenen „schwarzen Körper“ zu beurteilen.

Unter Benutzung eines derartigen Hohlraumes wurde von den Herren Lummer und Pringsheim die Gesammtemission des „absolut schwarzen Körpers“ untersucht als Funktion der Temperatur[2]). Es war nun Zweck vorliegender Arbeit, die Emission zu ermitteln gleichfalls als Funktion der Temperatur, jedoch beschränkt auf einen Strahlenkomplex bestimmter Wellenlängen. Theoretisch ist diese Aufgabe bereits behandelt von den Herren Weber[3]), R. v. Köveslighety[4]), Michelson[5])

[1]) Wiedemann's Annalen, Bd. 56, pag. 451.

[2]) Lummer, Pringsheim, Wiedemann's Annalen, Bd. 63, pag. 395, 1897.

[3]) Berliner Sitzungsbericht 2, pag. 930, 1888.

[4]) R. v. Köveslighety's Grundzüge einer theoretischen Spectralanalyse, Halle 1890.

[5]) M. W. Michelson, Journ. de Physique II 6, pag. 467, 1887.

und W. Wien[6]). Herr Paschen verglich die Ergebnisse der erwähnten Forscher mit einander und gab der Wien'schen Formel den unbedingten Vorzug, weil bei der Herleitung derselben willkürliche Annahmen nach Möglichkeit vermieden sind, und weil zudem diese Gleichung sich in Uebereinstimmung befindet mit dem von Stefan aufgestellten und von Boltzmann[7]) theoretisch abgeleiteten Gesetz über die Gesammtemission, was bei den anderen Formeln nicht zutrifft. Das letztere fand in neuester Zeit seine experimentelle Bestätigung durch die oben schon citierte Arbeit der Herren Lummer und Pringsheim. — Fast gleichzeitig mit der Wien'schen Arbeit wurden Untersuchungen von Herrn Paschen veröffentlicht, nach welchen sich ein ähnlicher Zusammenhang zwischen Intensität und Temperatur, wie ihn Herr Wien feststellte, vermuten lässt[8]). Es sind jedoch Herrn Paschen's Untersuchungen nicht einwandsfrei, weil denselben nicht der „absolut schwarze Körper" zu Grunde lag und überdies die angewandte Methode der Temperaturbestimmung kaum zuverlässig erscheint. Immerhin hat auch hiernach das Wien'sche Gesetz einen hohen Grad der Wahrscheinlichkeit gewonnen.

## Versuchsmethode.

Für die vorliegende Arbeit war es einerseits nötig, möglichst homogene Strahlung zu benutzen; anderseits sollte, wenn angängig, die Emission auch bei niederen Temperaturen untersucht werden. Die Temperaturmessung ist nämlich in diesem Falle erheblich exakter auszuführen als bei hohen Temperaturen. Ferner lässt sich der „schwarze Körper" mit Hilfe von Flüssigkeitsbädern sehr viel leichter gleichmässig auf die betreffende Temperatur bringen. Da nun die Intensität im sichtbaren Teile des Spektrums und auch noch im kurz-

[6]) W. Wien, Wiedemann's Annalen, Bd. 58, pag. 662, 1896.
[7]) Boltzmann, Wiedemann's Annalen, Bd. 22, pag. 291, 1884.
[8]) Paschen, Wiedemann's Annalen, Bd. 58, pag. 450 u. f.

welligen ultraroten Gebiet sehr gering ist für niedere Temperaturen, so ging man dazu über, die langen Wellen des Ultrarot zu benutzen. — Es gelangte hierbei die von den Herren Rubens und Nichols ausgearbeitete Methode der metallischen Reflexion zur Anwendung[9]). Nach derselben lässt sich durch mehrfache Reflexion an polierten Flussspatflächen ein ziemlich homogener Strahlenkomplex von grosser Wellenlänge isolieren, Je häufiger man die Strahlen an Flussspat reflektieren lässt, desto homogener werden dieselben, desto geringer wird aber auch gleichzeitig ihre Intensität. Nach den Messungen der Herren Rubens und Nichols beträgt die Wellenlänge für das Maximum der Intensität der so reflektierten Strahlen 24,4 μ. Ferner ergiebt sich nach derselben Arbeit, dass bei 4facher Reflexion, wie sie für die folgenden Messungen von mir benutzt wurde, das Schwächungsverhältnis für die nicht metallisch reflektierten Strahlen etwa 1:800 000 ist; die durch jenen Bruchteil also veranlasste Verunreinigung der Reststrahlen ist somit als äusserst gering zu veranschlagen. — Nach den Kurven, die der erwähnten Arbeit der beiden Herren beigegeben sind, liegt mehr als 9/10 der Energie zwischen den Wellenlängen 23,5 μ und 25,5 μ. Dass eine etwaige unsymmetrische Verteilung der Intensität zwischen diesen beiden Grenzen ohne Einfluss auf die mitzuteilenden Versuchsresultate ist, soll am Schluss vorliegender Abhandlung gezeigt werden. Darnach erschien es erlaubt, die thatsächlich vorhandene Inhomogenität unberücksichtigt zu lassen und für die Wellenlänge des gewählten Strahlenkomplexes diejenige des Intensitätsmaximums (24,4 μ) zu setzen.

## Apparate.

Als „schwarzer Körper" diente eine gusseiserne Hohlkugel von etwa 10 cm innerem Durchmesser und 0,5 cm Wand-

[9]) H. Rubens und F. Nichols, Wiedemann's Annalen, Bd. 60, pag. 418, 1897.

stärke mit einem (excentrisch sitzenden) Stutzen von 2,2 cm lichter Weite[10]). — Für die Temperaturmessung befanden sich oben in der Hohlkugel zwei Oeffnungen, in die wasserdicht zwei aus dem Kessel herausragende Messingrohre von 0,8 cm innerem Durchmesser eingeschraubt waren. Die Hohlkugel war durch den Stutzen mit einem ebenfalls gusseisernen Siedekessel verschraubt. Der Durchmesser des Kessels war so gewählt, dass etwa 4 cm freier Raum zwischen Kugel und Kesselwand verblieb; die Wandstärke des Kessels war gleichfalls etwa 0,5 cm. Der Kessel wurde für die Versuche mit Flüssigkeitsbädern gefüllt, und zwar wurden benutzt: von 30° C. bis 100° C. Wasser, von 70° C. bis 170° C. Anilin, von 100° C. bis 260° C. das gewöhnliche, käufliche Schweineschmalz, von 250° C. bis 630° C. ein Gemisch von Kali- und Natronsalpeter; sämmtliche Flüssigkeiten liessen sich gut bis zu den angegebenen Temperaturen benutzen, ohne dass eine störende Zersetzung eintrat. Zur Erzeugung der tiefen Temperaturen unter 0° C. bis hinab zu — 80° C. kam feste Kohlensäure in Anwendung und zwar derartig, dass in dem gusseisernen Kessel eine genügende Quantität Aether, durch die der „schwarze Körper“ völlig bedeckt war, durch Kohlensäure Schnee abgekühlt wurde.

Auf den Kessel passte ein eingeschliffener, schwerer Deckel aus Gusseisen, der 4 Bohrungen besass; zwei davon um die Thermometerrohre des „schwarzen Körpers“ durchzulassen. In der dritten und vierten Oeffnung sass je ein Messingrohransatz; durch den einen wurde ein Thermometer in die Flüssigkeit eingeführt; der andere Stutzen leitete die entstehenden Dämpfe aus dem Kessel, und wenn es, wie zum Beispiel beim Anilin, nötig war, so wurde an ihm eine Rückflusskühlvorrichtung angebracht.

Für die hohen Temperaturen musste der Kessel durch doppelte Asbestpackung geschützt werden, um den sich stark

[10]) Anmerkung. Der Stutzen war excentrisch angeordnet, um zu verhindern, dass etwa in ihn eindringende Strahlen, indem sie normal auf der gegenüberliegenden Wand auffallen, nach einmaliger Reflexion wieder nach aussen gelangen können. Vergleiche: Lummer und Wien, Wiedemann's Annalen, Bd. 56, pag. 454, 1895.

bemerkbar machenden Verlust durch Wärmestrahlung zu vermeiden; zudem wurde die Heizvorrichtung mit einem Ofen aus mehreren Lagen Asbest umgeben. Zur Heizung dienten je nach Bedarf bis zu 4 Dreilochbrenner, sowie schliesslich noch eine Gebläseflamme. — Um ein etwaiges Hineinschlagen der Flammgase in den Stutzen des „schwarzen Körpers" oder überhaupt in den Strahlengang zu vermeiden, war in dem Stutzen ein längeres, verschiebbares Messingrohr angebracht. — Der Kessel ruhte auf einem starken Dreibeingestell.

Die Reflexion geschah an 4 gut polierten Flussspatflächen; dieselben waren in einem innen geschwärzten Kasten fest eingesetzt; in diesen traten die Strahlen durch eine kreisrunde Oeffnung von etwa 8 cm ein, fielen sodann auf einen vorderseitig versilberten, drehbaren Hohlspiegel und wurden von da, convergent gemacht, auf die erste Flussspatfläche geworfen, von da der Reihe nach auf die übrigen Flächen, bis sie zuletzt in den Trichter einer neuen Rubens'schen Thermosäule[11]) gelangten; vor der letzten Flussspatfläche passierten sie noch ein Diaphragma. Die Brennweite des Hohlspiegels betrug 25 cm, seine Oeffnung 8 cm. — Der Kasten war zum Schutze gegen Luftströmung, fremde Strahlung und sonstige Temperatureinflüsse durch einen unten mit Watte belegten Deckel gut verschlossen; ein Thermometer ging durch denselben hindurch in den Kasten, sodass jederzeit die Temperatur des Innenraumes neben der Thermosäule abgelesen werden konnte.

In den Strahlengang waren zwischen dem „schwarzen Körper" und der Kastenöffnung 6 Diaphragmen eingeschaltet; zwischen dem letzten und vorletzten steckte ein Thermometer, das während des Versuches nur sehr geringe Differenzen gegen die Zimmertemperatur aufwies, ein Beweis, dass das letzte Diaphragma und der den Kasten abschliessende Klappschirm wie auch die Thermosäule gleiche Temperatur besassen, dass somit von den sämmtlichen Diaphragmen eine störende Strahlung nicht ausgehen konnte. Zur Kontrolle konnte noch die letzte Diaphragmenöffnung (in der Figur mit I bezeichnet) mit einem

---

[11]) Rubens, Zeitschrift für Instrumentenkunde 1898, pag. 65.

auf Zimmertemperatur gehaltenen Gummistopfen verschlossen werden; dadurch waren die aus dem „schwarzen Körper“ kommenden Strahlen gänzlich abgeblendet, und es konnten einzig die störenden, etwa von den Diaphragmablechen emittierten oder reflektierten Strahlen wirken; es ergab sich jedoch stets, dass eine derartige Strahlung nicht in messbarer Grösse vorhanden war. — Die runde Oeffnung des Kastens wurde, wie schon erwähnt, durch einen Klappschirm geschlossen, der sich vom Platze des Beobachters aus durch einen Schnurlauf bewegen liess; es bestand dieser Schirm aus einem dicken Stück Eisenblech, auf das, beiderseitig durch Korkstücke isoliert, blanke Bleche gekittet waren. Ein zwischen das letzte und vorletzte Blech eingestecktes Thermometer zeigte in seinem Gange keine Differenz gegen die im Kasteninneren herrschende Temperatur, sodass also die aus dem „schwarzen Körper“ austretenden Strahlen, die bei niedergelassenem Schirm stets auf seine eine Blechtafel (in der Figur mit 1 bezeichnet) fielen, sicher keine Erwärmung der vor dem Kasten befindlichen Tafel 3 bewirkten, und dass daher überhaupt ein Strahlungsaustausch zwischen Thermosäule und Schirm ausgeschlossen war.

Zum Schutze gegen jede sonstige fremde Strahlung waren noch mehrere, in der Zeichnung nicht wiedergegebene, Pappschirme angeordnet.

## Temperaturmessung.

Für die Temperaturmessung im Inneren des „schwarzen Körpers“ diente von 20° C. bis 380° C. ein Thermometer, das in der physikalisch-technischen Reichsanstalt geprüft wurde; für die Messungen von 300° C. bis 630° C. fand ein eben dort geaichtes Le Chatelier'sches Thermoelement aus Platin und Platin-Rhodium Verwendung; die herausragenden Lötstellen wurden durch Eis auf konstanter Temperatur erhalten. Für die Temperaturen von —80° C. bis ± 0 ward ein Eisen-

Konstantan-Element eingeführt, das vor- und am Schluss der Messung mit einem, in der Reichsanstalt geprüften Thermometer verglichen wurde; bei diesem brachte man die ausserhalb des „schwarzen Körpers" befindlichen Lötstellen in den Dämpfen von siedendem Wasser auf konstante Temperatur. Die Schmelzstelle der Thermoelemente oder die Kugel des Thermometers befand sich stets im Innern des „schwarzen Körpers", ein wenig über der Höhe der Stutzenöffnung (siehe Figur 3). — Der Strom vom Thermoelement ging zu einem sehr empfindlichen d'Arsonval Galvanometer der neuen Konstruktion von Siemens & Halske. Der in der Thermosäule entstehende Strom wurde mit einem Du Bois-Rubens'schen Panzergalvanometer gemessen (siehe Schaltungsskizze), das sehr gute Ruhelage und grosse Empfindlichkeit besass. Es konnte vom Sitze des Beobachters aus einerseits an diesem Instrument, sodann durch ein zweites Fernrohr an dem Siemens'schen Galvanometer die Temperatur oder durch ein drittes Fernrohr der Stand des Thermometers im „schwarzen Körper" abgelesen werden. —

Für die Empfindlichkeitskontrolle der beiden Galvanometer war am Beobachtungsplatze ein Stöpselkasten, Wippe und Kontaktschlüssel angebracht; der Kontrollstrom, der von einem Akkumulator gegeben wurde und dessen elektromotorische Kraft durch ein Präcisionsvoltmeter beobachtet wurde, ging bei niedergedrücktem Kontakt stets durch das Panzergalvanometer, dem ein konstanter Widerstand von 300 000 Ohm vorgelegt war. Die an dem Panzergalvanometer im Verlauf der Strahlungsmessung abgelesenen Resultate wurden auf gleiche Empfindlichkeit reduciert. Es wurde beobachtet, dass sich die Empfindlichkeit im Verlaufe einer Messung nicht merklich änderte, wenn der Spiegel des Instruments durch einen kleinen Richtmagnet stets wieder so eingestellt wurde, dass annähernd nur derselbe Skalenteil mit dem Fadenkreuz zusammenfiel. — Das Siemens'sche Galvanometer, dem 100 000 Ohm vorgeschaltet waren, wurde im Anschluss an dieselbe Stromverzweigung bei umgelegter Wippe geprüft: es lag dann jedoch gleichzeitig das Panzergalvanometer, der einfacheren Anordnung wegen, parallel geschaltet zu dem Siemens'schen Galvanometer,

mit im Stromkreis. Bei letzterem wurde die definitive Einstellung der Spule abgelesen, bei dem Du Bois-Rubens'schen erste Ausschläge. (Siehe Schaltungsskizze). —

Die erste Einstellung des „schwarzen Körpers" geschah in der Weise, dass durch mehrere ineinanderzuschiebende Glasrohre, die als Verlängerung des Stutzens am „schwarzen Körper" dienten, die Achse des Stutzens möglichst genau auf die Hohlspiegelmitte gerichtet wurde; nach Entfernung der Glasröhren ward dann das Blättchen eines Linnemann'schen Zirkonbrenners dicht vor die Mitte der Stutzenöffnung gesetzt und im Knallgasgebläse erhitzt; bei aufgezogenem Klappschirm gab der Hohlspiegel ein scharfes Bild des leuchtenden Blättchens. Um für die Einstellung grössere Lichtstärke zu haben, wurden kleine Silberspiegel auf die Flussspatflächen gelegt. Durch Drehen des Hohlspiegels war dann das Bild genau auf die mittleren Lötstellen der Thermosäule einzustellen. Spiegel und Zirkonblättchen konnten alsdann wieder entfernt werden. —

## Beobachtungen.

Die Beobachtung der Intensität geschah in der Weise, dass der Klappschirm aufgezogen und der Galvanometerausschlag beobachtet wurde, während unmittelbar nachher die Temperatur am Thermometer, das sich im „schwarzen Körper" befand oder am Thermoelement abgelesen wurde. Je nach der Grösse der Intensität war die Empfindlichkeit des Galvanometers zu wählen, derartig, dass bei niederen Temperaturen und daher geringen Intensitäten die Empfindlichkeit grösser war als bei hohen Temperaturen und entsprechenden Intensitäten. Die Stromempfindlichkeit variierte zwischen den Werten $i = 6 \cdot 10^{-9}$ Amp. und $i = 3 \cdot 10^{-9}$ Amp. pro Skalenteil. — Die verschiedenen Beobachtungsreihen, die mit derselben Siedeflüssigkeit gewonnen waren, mussten auf gleiche Galvanometerempfindlichkeit reduciert werden. Um Beobachtungen, die

man mit verschiedenen Bädern erhalten hatte, aneinander anschliessen zu können, war es nötig, die angrenzenden Temperaturbereiche mit beiden Flüssigkeiten zu durchmessen, wodurch man den Reduktionsfaktor gewann, mit dem jedes Resultat der einen Reihe multipliciert werden musste. Bei den Temperaturen unter 0° C. geschah dieser Anschluss in der Weise, dass man vor oder nach der Beobachtung den Kessel mit siedendem Wasser füllte und ihn solange auf 100° C. erhielt, bis der „schwarze Körper" im Innern konstant diese Temperatur angenommen hatte. —

Für den Versuch erwies es sich von Wichtigkeit, dass die Temperatur der Wände des Hohlraumes überall die gleiche war; diese Anforderung liess sich erfüllen, wenn das Bad völlig dünnflüssig war; aus dem Grunde gelangte Salpeter erst von 250° C., Schweineschmalz von 100° C. ab zur Verwendung. — Die einzelnen Resultate wurden entweder so gewonnen, dass man das Flüssigkeitsbad längere Zeit auf derselben Temperatur erhielt und dann eine grössere Anzahl Ablesungen machte, oder indem man langsam und gleichmässig die Temperatur steigerte und zwischendurch beoachtete; letztere Methode war bequemer, besonders für hohe Temperaturen. — Für die Messungen unter 0° C. kühlte man längere Zeit auf —80° C. ab, bis auch das Thermoelement im Innern des Hohlraumes konstant diese Temperatur anzeigte, und liess sodann die Flüssigkeit sich langsam durch die umgebende Luft erwärmen; ein in dem Aetherbade stehendes Thermometer zeigte stets ziemlich genau die gleiche Temperatur wie das Thermoelement im Innern des „schwarzen Körpers". — Rührvorrichtungen erschienen unnötig, da sich innerhalb des Bereiches, in dem die Flüssigkeiten benutzt wurden, das Bad genügend konstant zeigte infolge der Wallungen, in denen sich die betreffenden Flüssigkeiten befanden; auch die Kälteflüssigkeiten, der Aether, brodelte beständig und zumeist sehr heftig. Es sei noch erwähnt, dass bei den tiefen Temperaturen sehr schnell sich die Stutzenöffnung durch dicke Eisbildung verengte oder fast völlig schloss, weshalb zuerst beim Vergleichen dieser Messungen unter einander grössere Differenzen herrschten. Später, nachdem

der Grund dafür erkannt war, wurde dann das Eis fortwährend sorgfältig entfernt, worauf auch die Resultate bessere Uebereinstimmung zeigten.

## Messungsergebnisse.

Es wurde zuerst mit dem Wasserbad beobachtet, dann mit Anilin, mit Schweineschmalz, mit dem Salpeterbade und schliesslich mit der Kältemischung. Der Anschluss der Kurven geschah jedoch in der Weise, dass man als Ausgangspunkt die Werte aus der Messung mit dem Salpeterbade wählte und an diese nach fallenden Temperaturen die übrigen Reihen anschloss; es sei darum auch für die Wiedergabe der Resultate diese Reihenfolge gewählt. Es bezeichnet nun im Folgenden;

$T_1$ die Temperatur im Innern des „schwarzen Körpers" in Celsiusgraden.

$T_2$ die Temperatur im Innern des Kastens, neben der Thermosäule; dieselbe ist, wie schon gesagt, mit der Temperatur des Klappschirms und des letzten Diaphragmas als genügend übereinstimmend anzusehen.

W die auf gleiche Empfindlichkeit reducierten und durch Multiplication mit dem Reduktionsfaktor an die Salpeterreihe angeschlossenen Galvanometerausschläge in Millimeter.

### Salpeterbad. $T_2 = 18^0$ C.

| $T_1$ | W | $T_1$ | W |
|---|---|---|---|
| 637 | 170,5 | 566 | 155,7 |
| 632 | 170,0 | 554 | 152,3 |
| 627 | 169,0 | 551 | 151,5 |
| 618 | 167,5 | 543 | 149,8 |
| 607 | 165,2 | 536 | 147,3 |
| 602 | 164,0 | 525 | 144,0 |
| 586 | 160,0 | 520 | 143,5 |
| 580 | 159,0 | 510 | 140,5 |
| 571 | 156,9 | 502 | 139,0 |

| $T_1$ | W | $T_1$ | W |
|---|---|---|---|
| 492 | 136,2 | 371 | 101,0 |
| 487 | 134,0 | 367 | 99,5 |
| 480 | 132,8 | 360 | 98,0 |
| 471 | 130,5 | 353 | 95,8 |
| 465 | 128,0 | 346 | 94,0 |
| 456 | 125,3 | 337 | 91,5 |
| 451 | 123,5 | 331 | 90,0 |
| 440 | 121,0 | 323 | 87,0 |
| 435 | 120,2 | 314 | 86,8 |
| 426 | 117,5 | 308 | 85,0 |
| 420 | 115,0 | 298 | 80,0 |
| 413 | 112,5 | 288 | 77,0 |
| 403 | 110,2 | 280 | 75,3 |
| 395 | 108,5 | 272 | 72,8 |
| 384 | 104,2 | 263 | 69,2 |
| 379 | 103,0 | — | — |

Schweineschmalzbad. $T_2 = 18^0$ C.

| $T_1$ | W | $T_1$ | W |
|---|---|---|---|
| 253 | 68,3 | 218 | 56,2 |
| 244 | 64,8 | 210 | 53,6 |
| 235 | 60,8 | 196 | 50,4 |
| 225 | 57,7 | 184 | 46,8 |

Anilinbad. $T_2 = 18^0$ C.

| $T_1$ | W | $T_1$ | W |
|---|---|---|---|
| 171 | 43,5 | 133 | 32,3 |
| 161 | 40,0 | 125 | 30,1 |
| 154 | 38,2 | 115 | 26,6 |
| 141 | 34,4 | 105 | 24,4 |

Wasserbad. $T_2 = 18^0$ C.

| $T_1$ | W | $T_1$ | W |
|---|---|---|---|
| 94 | 20,5 | 54 | 10,6 |
| 85 | 17,5 | 40 | 7,1 |
| 78 | 15,4 | 35 | 5,0 |
| 72 | 14,3 | 25 | 2,8 |
| 64 | 12,9 | — | — |

Kältemischung. $T_2 = 18^0$ C.

| $T_1$ | W | $T_1$ | W |
|---|---|---|---|
| — 4 | — 4,8 | —44 | —13,0 |
| —12,5 | — 6,8 | —52 | —16,0 |
| —21 | — 8,7 | —79,5 | —17,5 |
| —28 | —10,0 | —79,5 | —16,0 |
| —38 | —12,2 | — | — |

Die wiedergegebenen Zahlen entsprechen den aus vielen Messungen erhaltenen Mittelwerten.

## Diskussion der Resultate.

Der beim Aufziehen des Klappschirmes abgelesene Galvanometerausschlag $\alpha_\vartheta$ ist gleichzusetzen einem Ausdruck:

$$\alpha_\vartheta = K \cdot \varphi_\vartheta - U.$$

Hierin bedeutet $\varphi_\vartheta$ die Emission des „schwarzen Körpers“ bei der Temperatur $\vartheta$, K einen Proportionalitätsfaktor und U eine Strahlungsgrösse, die allgemein von dem Emissions-Absorptions- und Reflexionsvermögen des Klappschirms, der Thermosäule und deren Umgebung abhängt, sich also bei der gewählten Anordnung nur mit den Temperaturen dieser Körper ändern kann. Es wurde nun, wie bereits oben bemerkt, darauf geachtet, dass diese Temperaturen bei allen Beobachtungen

innerhalb der zulässigen Grenzen konstant (und unter sich gleich) blieben, wovon man sich durch Ablesung der Thermometer $T_2$, $T_3$, $T_4$ überzeugte. Die Grösse U ist also für sämmtliche Messungen als konstant anzusehen.

Die Galvanometerausschläge wurden nun, nachdem sie in der oben angegebenen Weise auf ein Normalmass reduciert waren, als Ordinaten in einem rechtwinkeligen Koordinatensystem aufgetragen, während man als Abscissen die betreffenden Temperaturen in Celsius-Graden wählte. Die dann entstehende Kurve giebt ein Bild der Intensität bei veränderter Temperatur und gleichbleibender Wellenlänge. — Der Proportionalitätsfaktor K ändert die geometrische Form der Kurve nicht; er beeinflusst einzig den Massstab. Dieser Faktor hängt ab von der Konfiguration des „schwarzen Körpers“ und der Thermosäule, von der Art der Koncentration und des Strahlenganges, von der Galvanometerempfindlichkeit, sowie endlich von der Absorptionsfähigkeit und Empfindlichkeit der Thermosäule. Durch die oben angegebene Art der Reduktion der einzelnen Beobachtungen und Beobachtungsreihen wurde der Proportionalitätsfaktor für alle Messungen konstant gehalten.

Was die Absorptionsfähigkeit der Thermosäule betrifft, so ist dieselbe als sehr gross anzusehen, weil die gut mit Russ geschwärzten Lötstellen sich in einem dreiseitig geschlossenen Hohlraum mit spiegelnden Wänden befanden. — Eine etwa statthabende selektive Absorptionsfähigkeit des Russes kann ebensowenig ins Gewicht fallen wie eine etwaige Inhomogenität des Strahlencomplexes, worauf weiter unten ausführlicher eingegangen werden soll.

Die schliesslich gewonnene Intensitätskurve zeigt nun fast in ihrem gesamten Verlauf in erster Annäherung das Bild einer geraden Linie; von etwa 100° C. abwärts erhält sie eine mit fallender Temperatur wachsende Krümmung von der Art, dass sie der Abscissenachse die convexe Seite zukehrt; von etwa 450° bis 500° C. beginnend besitzt sie eine schwache Biegung in umgekehrtem Sinne.

## Vergleich mit der Wien'schen Emissionsformel.

Wie im Anfang schon bemerkt wurde, hat Herr Wien eine einfache Gleichung aufgestellt, welche die Intensität bei bestimmter Wellenlänge darstellt als Funktion der betreffenden absoluten Temperatur; sie war bereits in der Form:

$$\varphi_{\lambda_1} = \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda \cdot \vartheta}}$$

angegeben. In derselben bedeuten $C_1$ und $C_2$, wie oben gesagt, Konstanten, von denen Herr Paschen die absolute Konstante $C_2$ zu bestimmen suchte durch die Beziehung:

$$\lambda_\mu \cdot \vartheta = e \text{ und } C_2 = e\,\alpha,$$

wobei $\lambda_\mu$ diejenige Wellenlänge bezeichnet, für die bei bestimmter, konstant gehaltener, Temperatur die Intensität ihr Maximum erreicht; $\alpha$ entspricht in der Wien'schen Gleichung der Potenz 5, welchem Werte jedoch Herr Paschen sich von grösseren Zahlen her nur nähern konnte, ohne ihn indess vollkommen zu erreichen. Auch seine Messungen von e können nicht als einwandsfrei angesehen werden, da, wie schon erwähnt, die Messungen nicht mit dem absolut „schwarzen Körper" angestellt wurden, sondern mit festen Substanzen, Eisenoxyd, Russ, Kohle, Platin etc.; dieselben sind jedoch, wie neuere Versuche des Herrn Lummer dargethan haben, für die ultraroten Wärmewellen sogar sehr wenig schwarz zu nennen[12]). Die Konstante des Herrn Paschen ergiebt sich im Mittel zu 14 000. Herr Paschen logarithmiert als Kontrolle für die Richtigkeit von $C_1$ und $C_2$ die Wien'sche Gleichung:

$$\log \varphi = \log C_1 - 5 \log \lambda - \frac{C_2}{\lambda \cdot \vartheta} \cdot \log e.$$

Setzt man $\log C_1 - 5 \log \lambda = K$ und $\frac{C_2 \log e}{\lambda} = k$, so lautet die Gleichung:

[12]) Lummer, Vortrag in der physikalischen Gesellschaft zu Berlin vom 6. Mai 1898.

$$\log \varphi = K - \frac{k}{\vartheta}$$

es ist somit bei konstanter Wellenlänge log $\varphi$ nur abhängig von $\vartheta$; trägt man dann den Logarithmus der Intensität als Funktion von $1/\vartheta$ auf, so muss die entstehende Kurve eine grade Linie sein. Diese Beziehung ist, wie Herr Paschen feststellt, durch seine Beobachtungen nicht befriedigend erfüllt, und zwar nach den seiner Arbeit beigegebenen Figuren um so schlechter, je grösser die gewählte Wellenlänge ist, ein Beweis, dass bei langen Wellen die Strahlungsintensität der von Herrn Paschen benutzten Substanzen eine andere ist als die des „schwarzen Körpers" bei derselben Temperatur; der Natur der Sache nach muss erstere dann notwendig kleiner sein als letztere. Somit steht also die Emission für längere Wellen bedeutender zurück hinter der des „schwarzen Körpers", als dies für kürzere Wellen der Fall ist; das heisst, es werden die kurzen Wellen bei der Emission jener nicht vollständig „schwarzen Körper" bevorzugt. Die Wellenlänge $\lambda_\mu$ des Energiemaximus erscheint also verschoben, und ist somit kleiner beobachtet, als es der Wirklichkeit entspricht. Es würde also wahrscheinlich für $\lambda_\mu$ und damit für e und $C_2$ ein nicht unbedeutend grösserer Wert sich ergeben, selbst wenn man in Betracht zieht, dass $\alpha$ sich entsprechend der Wien'schen Gleichung ein wenig verkleinert, von 5,2 etwa auf 5,0.

Es soll nun im Folgenden versucht werden, auf Grund der gewonnenen Messungsresultate den Wert von $C_2$ zu bestimmen. Wir sahen oben, dass für die Galvanometerausschläge $\alpha_\vartheta$ die Gleichung besteht:

$$\alpha_\vartheta = K \cdot \varphi_\vartheta - U.$$

Befand sich der „schwarze Körper" auf der gleichen Temperatur wie der Klappschirm, nämlich 291° absolut, so war der Ausschlag gleich Null. Hieraus folgt, dass die Grösse

$U = K. \varphi_{291}$, also proportional der Strahlung des „schwarzen Körpers“ bei 18° C. ist, so dass

$$\alpha_\vartheta = K . (\varphi_\vartheta - \varphi_{293})$$

wird. Nennen wir nun eine Temperatur des „schwarzen Körpers“ $\vartheta_1$, die bei 291° abs. $\vartheta_2$ (bei welcher der Galvanometerausschlag gleich Null war), eine dritte $\vartheta_3$, so liefert das Wien'sche Gesetz folgende drei Gleichungen:

$$1) \quad \varphi_1 = \frac{C_1}{\lambda^5} . e^{-\frac{C_2}{\lambda . \vartheta_1}} \qquad 2) \quad \varphi_2 = \frac{C_1}{\lambda^5} . e^{-\frac{C_2}{\lambda . \vartheta_2}}$$

$$3) \quad \varphi_3 = \frac{C_1}{\lambda^5} . e^{-\frac{C_2}{\lambda . \vartheta_3}}$$

Bilden wir nun $\varphi_1 - \varphi_2$ und $\varphi_3 - \varphi_2$ und nennen diese Differenzen $\Phi_1$ bezw. $\Phi_3$, so lauten die beiden dann entstehenden Gleichungen:

$$I. \quad \Phi_1 = \frac{C_1}{\lambda^5} \left[ e^{-\frac{C_2}{\lambda . \vartheta_1}} - e^{-\frac{C_2}{\lambda . \vartheta_2}} \right]$$

und

$$II. \quad \Phi_3 = \frac{C_1}{\lambda^5} \left[ e^{-\frac{C_2}{\lambda . \vartheta_3}} - e^{-\frac{C_2}{\lambda . \vartheta_2}} \right]$$

$\Phi_1$ und $\Phi_3$ sind Strahlungsdifferenzen, die proportional sind den am Galvanometer abgelesenen Ausschlägen bei den entsprechenden Temperaturen $\vartheta_1$ und $\vartheta_3$; bilden wir:

$$\frac{\Phi_1}{\Phi_3} = \frac{e^{-\frac{C_2}{\lambda . \vartheta_1}} - e^{-\frac{C_2}{\lambda . \vartheta_2}}}{e^{-\frac{C_2}{\lambda . \vartheta_3}} - e^{-\frac{C_2}{\lambda . \vartheta_2}}}$$

so sind in diesem Ausdruck alle Grössen der Messung zugänglich bis auf $C_2$, das sich also aus der Gleichung bestimmen lässt.

Zur Vereinfachung werde noch durch $e^{-\frac{C_2}{\lambda \cdot \vartheta_2}}$ dividiert:

$$\frac{\Phi_1}{\Phi_3} = \frac{e^{-\frac{C_2}{\lambda\,\vartheta_1} + \frac{C_2}{\lambda\,\vartheta_2}} - 1}{e^{-\frac{C_2}{\lambda\,\vartheta_3} + \frac{C_2}{\lambda\,\vartheta_2}} - 1} =$$

$$\frac{\Phi_1}{\Phi_3} = \frac{e^{\frac{C_2}{\lambda}\left[\frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{\vartheta_1\,\vartheta_2}\right]} - 1}{e^{\frac{C_2}{\lambda}\left[\frac{\vartheta_3 - \vartheta_2}{\vartheta_3\,\vartheta_2}\right]} - 1}$$

Setzt man nun beliebige Werte für $\vartheta_3$ und $\vartheta_1$ ein und nimmt dazu die für diese gewählten Temperaturen gefundenen Intensitätswerte und erwägt, dass dieselben gleich $\Phi_1$ bezw. $\Phi_3$ sind, so ergiebt sich $C_2$. Es wurden gewählt:

$\vartheta_3 = 473$ $\Phi_3$ proportional dem Galvanometerausschlag = 51 Skalenteile.

$\vartheta_2 = 291$

$\vartheta_1 = 783$ $\Phi_1$ entsprechend = 141,5

$\lambda = 24{,}4$ [$\mu$].

$$\frac{141{,}5}{51} = \frac{e^{\frac{C_2}{24{,}4}\,\frac{492}{783\,.\,291}} - 1}{e^{\frac{C_2}{24{,}4}\,\frac{182}{473\,.\,291}} - 1} = 2{,}775$$

oder:

$$2{,}775\,.\,e^{C_2 \cdot \frac{182}{24{,}4\,.\,473\,.\,291}} - e^{C_2 \cdot \frac{492}{24{,}4\,.\,783\,.\,291}} = 1{,}775$$

Durch successives Einsetzen verschiedener, willkürlich gewählter Zahlenwerte für $C_2$ und durch allmähliches Eingrenzen ward gefunden, dass für

$$C_2 = 24250$$

die gewonnene Gleichung befriedigt wird. — Setzt man diesen Wert in die Gleichung für $\Phi_1$ (mit I bezeichnet) oder in die für $\Phi_3$ (mit II bezeichnet) ein, so ergiebt sich der Wert von $C_1$ zu:

$$C_1 = 4\,931\,000\,000$$

Die mit Hilfe dieser beiden Konstanten errechneten Werte der Grössen $\Phi$ ergeben, wenn sie in ähnlicher Weise, wie oben gesagt, aufgetragen werden als Differenzen von:

$$\Phi_\vartheta = \varphi_\vartheta - \varphi_{291}$$

eine Kurve, die sich gut deckt mit der durch Messung gefundenen. (Siehe Figur 5.) Zum Vergleiche diene auch die folgende Tabelle:

| $\vartheta$ Absolute Temperatur | Intensität $\Phi$ aus der Wien'schen Gleichung | Intensität $\Phi$ aus den Messungen (Mittel) |
|---|---|---|
| 193 | — 15,4 | — 17,0 |
| 273 | — 3,8 | — |
| 291 | 0 | 0 |
| 373 | + 20,9 | 21,5 |
| 473 | + 51,0 | + 51,0 |
| 573 | + 82,0 | + 82,0 |
| 673 | + 111,5 | + 110,5 |
| 773 | + 139,0 | + 139,0 |
| 783 | + 141,5 | + 141,5 |
| 873 | + 163,9 | + 164,0 |

Um einen Vergleich mit der von Herrn Paschen ermittelten Konstanten anstellen zu können, wurde für den von ihm bestimmten Wert von $C_2 = 14000$ $C_1$ errechnet. Einmal geschah die Berechnung derartig, dass man derselben die für die Intensitäten bei 200° Celsius und bei 18° C gefundenen Werte zu Grunde legte, daraus $C_1$ bestimmte und nun die übrigen Punkte errechnete und graphisch eintrug; die Punkte dieser Kurve sind mit $P_1$ bezeichnet und liegen unterhalb der Messungsresultate; das andere Mal waren die

Werte von 510° C und 18° C benutzt und sonst war wie vorher verfahren; die Punkte sind mit $P_2$ gekennzeichnet; sie liegen oberhalb der gemessenen Werte. Der Charakter beider Kurvenzüge ist völlig verschieden von den in der Mitte dazwischen liegenden Messungen, und es ist nicht möglich, unter Zugrundelegung der Konstanten $C_2 = 14000$ den Beobachtungen innerhalb der Fehlergrenze durch die Wiensche Gleichung zu genügen, während das für $C_2 = 24250$, wie gezeigt, sehr gut gelingt.

$C_2 = 14000$: $C_1$ errechnet für 291° absol. und 473° absol. aus der Formel I für $\Phi_1$, wobei nach Messung $\Phi_1 = 51{,}0$ gesetzt ist, ergiebt $C_1 = 2823900000$

| $\vartheta$ absolut | $\Phi$ errechnet | $\Phi$ gemessen |
|---|---|---|
| 291 | 0 | 0 |
| 373 | 24,6 | 21,5 |
| 473 | 51,0 | 51,0 |
| 573 | 74,5 | 82,0 |
| 673 | 93,5 | 110,5 |
| 773 | 109,8 | 139,0 |
| 873 | 123,7 | 164,0 |

$C_2 = 14000$: $C_1$ errechnet ebenso wie oben für 291° und 783° absol. ergiebt $\Phi_1 = 141{,}5$ $C_1 = 3600000000$

| $\vartheta$ absolut | $\Phi$ errechnet | $\Phi$ gemessen |
|---|---|---|
| 291 | 0 | 0 |
| 373 | 31,5 | 21,5 |
| 473 | 65,9 | 51,0 |
| 573 | 95,2 | 82,0 |
| 673 | 123,8 | 110,5 |
| 783 | 141,5 | 141,5 |
| 873 | 158,1 | 164,0 |

Um auch die von Herrn Paschen ausgeführte Kontrolle zu benutzen, bildete man für die verschiedenen Intensitäten log $\varphi_\vartheta$ und trug diese Grössen in einem rechtwinkeligen

Koordinatensystem als Ordinaten auf und als Abscissen gleichzeitig $1/\vartheta$; es muss sich dann, wie oben erörtert, eine gerade Linie ergeben. Für diese Operation ist es aber erforderlich, die betreffenden absoluten Intensitäten zu kennen, also:

$$\varphi_\vartheta = \Phi_\vartheta + \varphi_{291}$$

Da $\varphi_{291}$ der Messung nicht zugänglich war, so wurde dasselbe aus der Wien'schen Gleichung errechnet zu $\varphi_{291} = 18{,}74$, und diese Grösse wurde dann zu dem gemessenen $\Phi_\vartheta$ hinzuaddiert; es wurde in der folgenden Tabelle der sich ergebende Wert der Intensität mit $(\varphi)$ bezeichnet. Beim Auftragen der erhaltenen Zahlengrössen als Ordinaten und Abscissen wurden die Werte von $1/\vartheta$ mit 10000 multipliciert, die für log $(\varphi)$ mit 10. Es ergiebt sich in der That eine gute Übereinstimmung mit der geraden Linie. (Siehe Figur 4.)

| $\vartheta$ | $1/\vartheta$ | $(\varphi)$ | log $(\varphi)$ |
|---|---|---|---|
| 373 | 0,00268 | 40,2 | 1,604 |
| 473 | 0,00211 | 69,7 | 1,843 |
| 573 | 0,00175 | 100,7 | 2,003 |
| 673 | 0,00149 | 192,2 | 2,111 |
| 773 | 0,00128 | 157,7 | 2,198 |
| 873 | 0,00115 | 182,7 | 2,262 |

Um beurteilen zu können, inwieweit die Inhomogenität der benutzten Strahlen die Resultate beeinflussen könnte, wurde folgende Überlegung angestellt. Wie im Anfange erwähnt ist, liegt mehr als $^9/_{10}$ der beobachteten Energie zwischen den Wellenlängen 23,5 μ und 25,5 μ. Die Verteilung innerhalb dieser Grenzen ist nicht als völlig symmetrisch anzusehen; sie kann sich auch möglicherweise mit der Temperatur ändern; zudem könnte, wie auch schon gesagt wurde, eine selektive Absorption der Thermosäule von Einfluss sein; das sind Faktoren, deren Bedeutung im Einzelnen und in ihrem Zusammenwirken nicht leicht zu übersehen ist. Wie dem aber auch sei; erhalten wir für die extremsten Wellenlängen $\lambda = 23{,}5$ μ und $\lambda = 25{,}5$ μ Kurven, die inner-

halb der Fehlergrenzen der Messung geometrisch ähnlich sind, so ist es gleichgiltig, welches die Verteilung der Intensität dazwischen auch sein mag; die Form der Kurve wird dann durch mangelnde Homogenität nicht wesentlich geändert. Um das entscheiden zu können, sind die erwähnten Kurven errechnet und aufgezeichnet worden.

$C_2 = 24250 \quad C_1 = 4931000000 \quad (\lambda \text{ in } \mu.)$

| Temperat. $\vartheta$ (absolut) | Intensitäten $\Phi_\vartheta = \varphi_\vartheta - \varphi_{291}$ | | |
|---|---|---|---|
| | $\lambda = 23{,}5$ | $\lambda = 24{,}4$ | $\lambda = 25{,}5$ |
| 291 | 0 | 0 | 0 |
| 373 | 24,3 | 20,9 | 18,3 |
| 473 | 57,7 | 51,0 | 43,8 |
| 573 | 93,7 | 81,9 | 68,6 |
| 673 | 128.6 | 111,5 | 93,9 |
| 773 | 162,1 | 139,0 | 116,3 |
| 873 | 191,1 | 163,9 | 136,5 |

Wie ersichtlich, ist die Abweichung von der Proportionalität zu vernachlässigen, und somit ist die oben gemachte Schlussfolgerung berechtigt, dass es gleichgiltig ist, welches die Intensitätsverteilung zwischen den Grenzen sei, und dass es darum ferner erlaubt ist, die Wellenlänge des Maximums = 24,4 $\mu$ für den gesamten Strahlenkomplex zu Grunde zu legen. — Dass die immerhin erhebliche Inhomogenität des untersuchten Strahlenkomplexes hier von so geringem Einfluss ist, liegt an der sehr grossen Wellenlänge der benutzten Strahlen. Für die Spektralgebiete mit kürzerer Wellenlänge ist zu entsprechenden Versuchen eine sehr viel grössere Homogenität erforderlich. So zum Beispiel unterscheiden sich die isochromatischen Kurven für $\lambda = 2{,}35$ $\mu$, 2,44 $\mu$ und 2,55 $\mu$, wie aus der folgenden Tabelle zu ersehen ist, bereits sehr erheblich. Diese Thatsache ist ebenfalls geeignet, den Vorteil hervortreten zu lassen, welchen die Anwendung von Wärmestrahlen mit grosser Wellenlänge zur Prüfung des Wienschen Gesetzes bietet. In den Kurven sind die Intensitäten in absoluten Werten aufgetragen, weil

sich für $\varphi_{291}$ ein Wert ergiebt, der so klein ist, dass er, von den errechneten Zahlen subtrahiert, dieselben nicht merklich ändern würde.

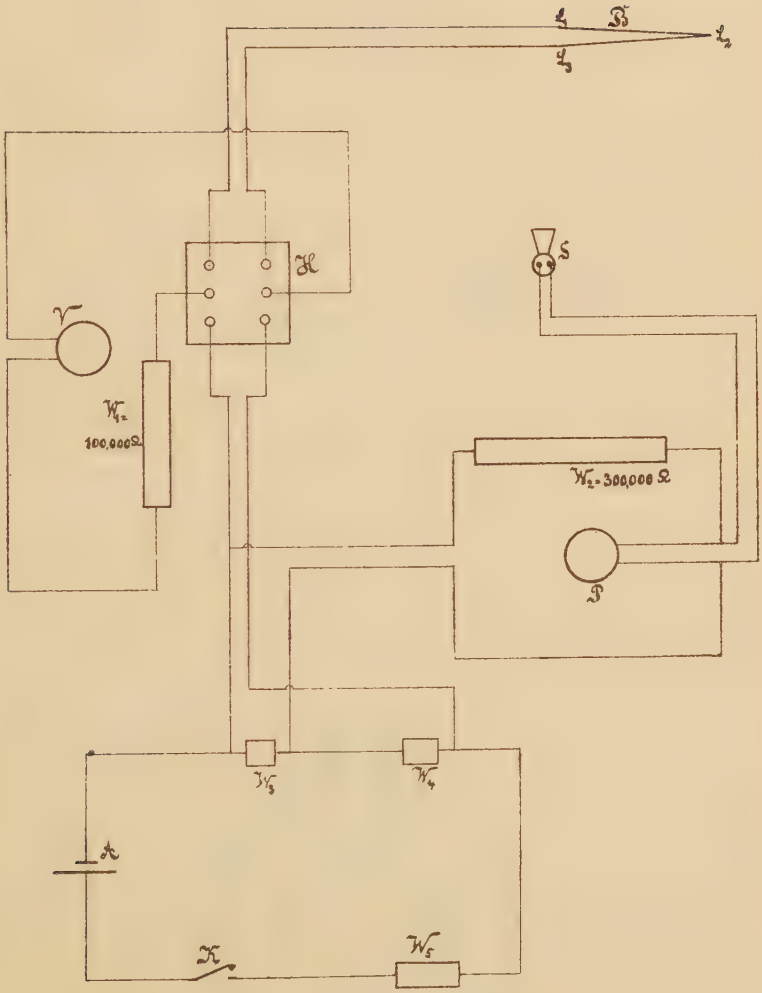
| $\vartheta$ | Intensitäten $= \varphi$ für: | | |
|---|---|---|---|
| | $\lambda = 2{,}35$ | $\lambda = 2{,}44$ | $\lambda = 2{,}45$ |
| 473 | 0,0231 | 0,0428 | 0,0848 |
| 573 | 1,039 | 1,676 | 2,831 |
| 673 | 15,09 | 22,07 | 33,39 |
| 773 | 109,7 | 148,7 | 207,5 |
| 823 | 246,8 | 324,8 | 438,5 |
| 873 | 506,1 | 648,5 | 849,2 |

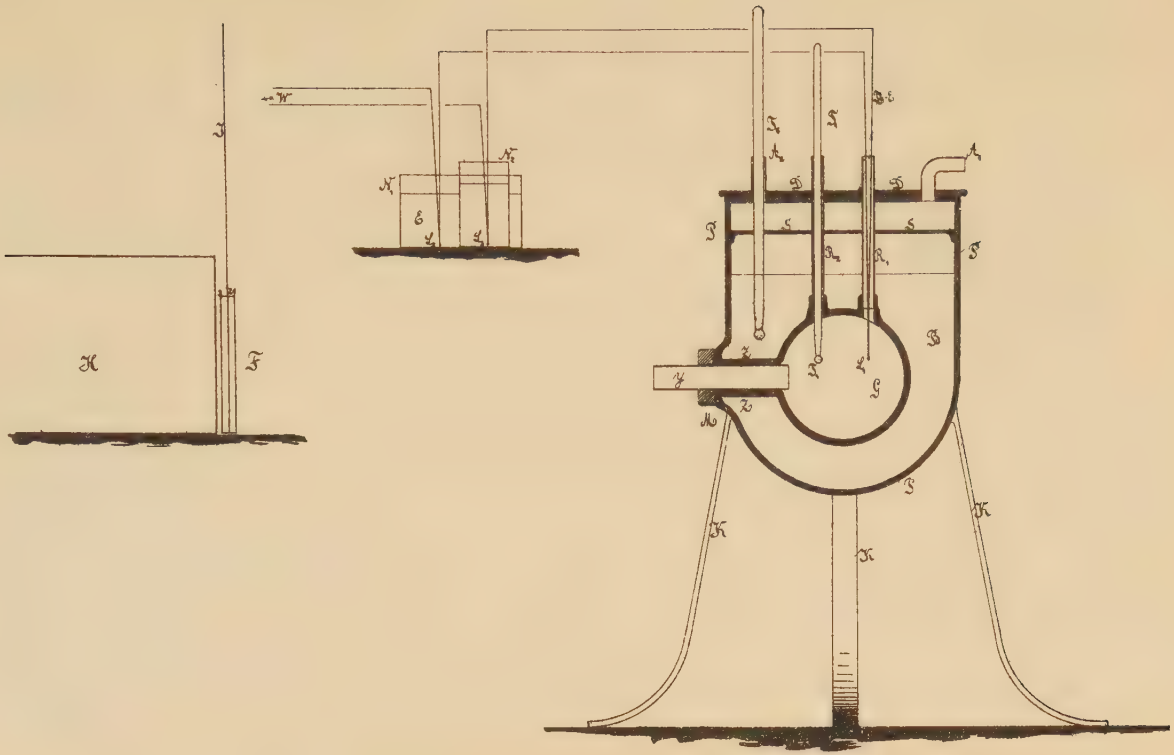
In gleicher Weise wie für diese Wellen lassen sich natürlich auch für die kurzen, sichtbaren Schwingungen Intensitätskurven errechnen. Es verschiebt sich dann die Gegend, von der ab die Intensität nennenswerte Grösse erlangt, sehr stark nach hohen Temperaturen; dem entsprechend findet dann auch das Anwachsen der Intensität noch schneller statt. Die allgemeine Form der Intensitätskurven ist weiterhin derartig, dass nach der steilen Steigung eine allmähliche Krümmung folgt, bis sie sich endlich assymptotisch einer zur Abscissenachse parallelen Graden nähern, zum Beweise, dass dann eine weitere Steigerung der Temperatur eine merkliche Zunahme der Intensität für Schwingungen dieser betreffenden Wellenlänge nicht im Gefolge hat.

Vorstehende Arbeit wurde auf Vorschlag und unter Leitung des Herrn Professor Dr. H. Rubens im Physikalischen Institut der Königlichen Technischen Hochschule zu Charlottenburg ausgeführt.

Ich bin Herrn Professor Dr. Rubens für sein liebenswürdiges Interesse an der Arbeit und für viele gute Ratschläge, desgleichen für die Freundlichkeit, mit der er mir seine eigenen, vorzüglichen Apparate zur Verfügung stellte, zu verbindlichstem Dank verpflichtet. Auch Herrn Dr. Aschkinass möchte ich an dieser Stelle danken für freundlichste Beratung.

Fig. 1.





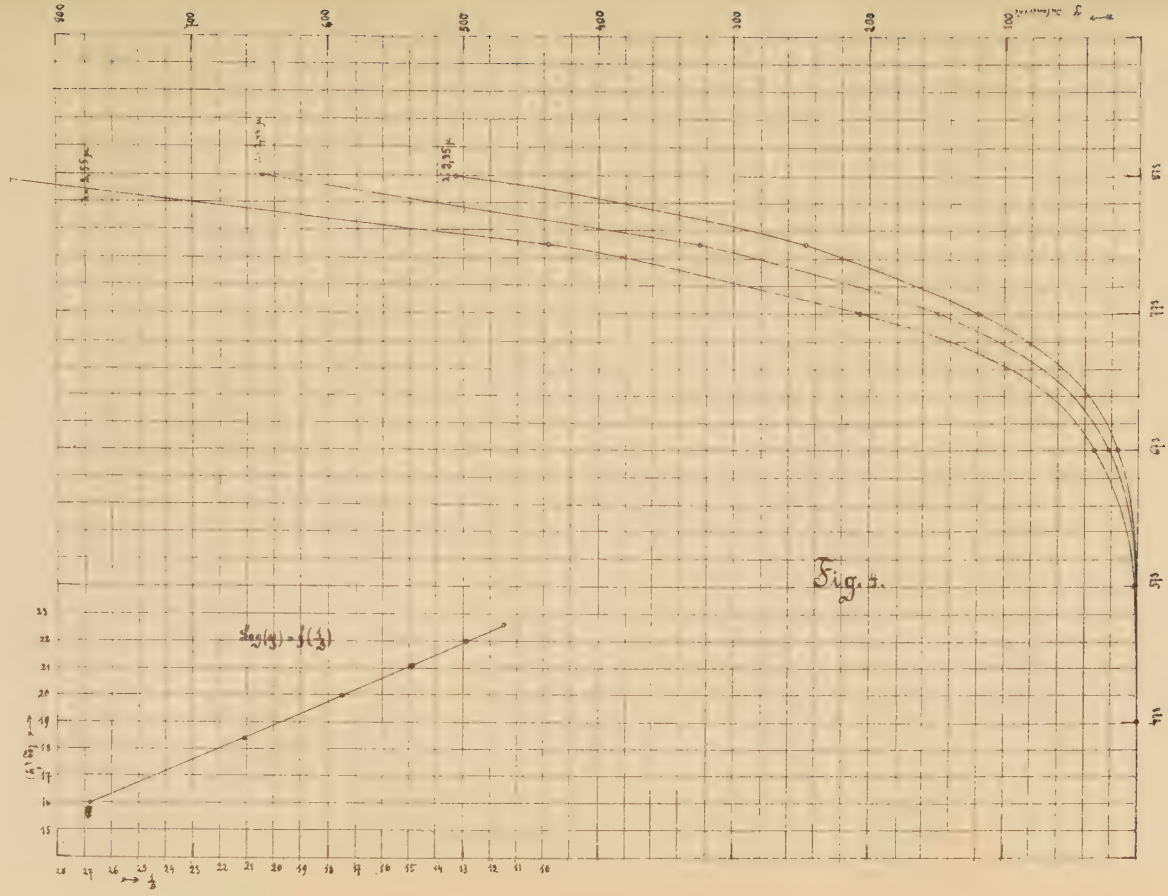


Fig. 5.

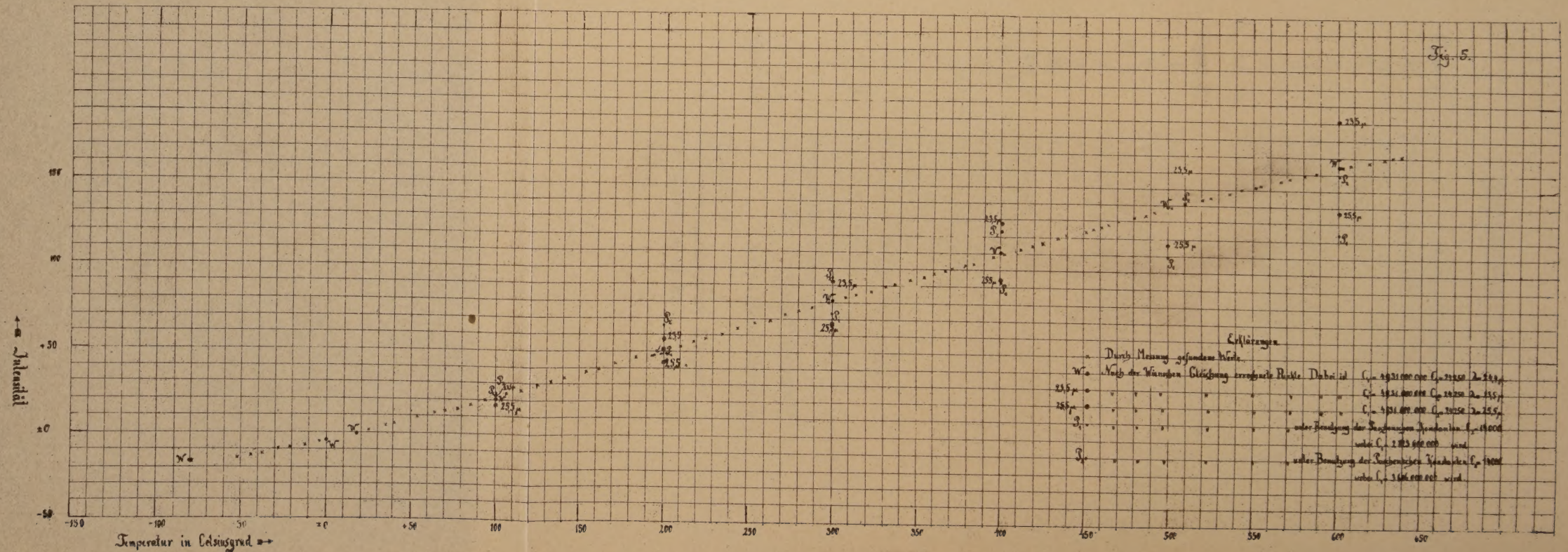


Fig. 5.
Erklärungen
Durch Messung gefundene Werte.
Nach der Wiensche Gleichung errechnete Punkte. Dabei ist
unter Benutzung der Paschenschen Konstanten
Temperatur in Celsiusgrad
Intensität
-150
-100
-50
±0
+50
100
150
200
250
300
350
400
450
500
550
600
650
-50
±0
+50
100
150

# Zeichenerklärung.

**Figur 1.** Schaltungsskizze.

| | |
|---|---|
| B | Thermoelement mit den Lötstellen $L_1$, $L_2$, $L_3$. |
| H | Wippe. |
| K | Kontaktschlüssel. |
| A | Akkumulator. |
| P | Panzergalvanometer. |
| V | Simens'sches d'Arsonvalgalvanometer. |
| S | Rubens'sche Thermosäule. |
| $W_1$ bis $W_5$ | Widerstände. |

**Figur 2.** Apparatzeichnung.

| | |
|---|---|
| P | Siedekessel. |
| G | Hohlraum („schwarzer Körper"). |
| $T_1$ $T_1'$ | Oeffnungen für Thermometer oder Thermoelement. |
| Y | Verschiebbares Messing-Rohr. |
| Z | Stutzen. |
| M | Mutter. |
| 1' bis 6' | Diaphragmenbleche mit den Oeffnungen I bis VI. |
| $T_2$, $T_3$ | Thermometer. |
| K | Klappschirm mit den Blechen 1, 2, 3. |
| L | Oeffnung im Kasten. |
| H | Hohlspiegel mit |
| B | als Drehpunkt. |
| W | Weg der Strahlen im Kasten. |
| $F_1$ bis $F_4$ | Flussspat-Flächen. |
| S | Scheidewand im Kasten mit der Oeffnung O''. |
| R | Rubens'sche Thermosäule. |
| D | Leitung zum Panzergalvanometer. |

**Figur 3.** Apparatzeichnung.

| | |
|---|---|
| P | Siedekessel. |
| G | Hohlraum („schwarzer Körper"). |
| Y | Verschiebbares Rohr. |
| Z | Stutzen. |

| | |
|---|---|
| M | Mutter. |
| $R_1$, $R_2$ | Rohre für Thermometer und Thermoelement. |
| $T_1$, $T_5$ | Thermometer. |
| Th — E | Thermoelement mit Lötstellen $L_1$, $L_2$, $L_3$. |
| B | Flüssigkeitsbad. |
| S | Steg. |
| D | Deckel mit den Ansätzen $A_1$ und $A_2$. |
| K | Gestell. |
| H | Kasten für die Flussspat-Flächen. |
| F | Klappschirm. |
| W | Leitung zum Siemens'schen Galvanometer. |
| $N_1$, $N_2$ | Glasgefässe mit Eis. |

**Figur 4.** Kurve für $\log(\varphi) = f(1/\vartheta)$ und Kurve für $\lambda = 2{,}35\ \mu$ $\lambda = 2{,}44\ \lambda = 2{,}55\ \mu$ nach der Wien'schen Formel berechnet.

**Figur 5.** Messungs- und Rechnungsresultate in Kurven aufgetragen.